PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1915. Redaktionsschluß für No. 2 am 16. Januar 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.
Maximilian Reinganum. S. 1.

Originalmitteilungen:
L. Meitner, Über die α-Strahlung des Wismuts aus Pechblende. S. 4.
O. v. Baeyer, O. Hahn u. L. Meitner, Das magnetische Spektrum der β-Strahlen von Radiothor und Thorium X. S. 6.
E. Paulson, Über das Spektrum von Gadolinium. S. 7.
R. H. Weber, Über eine exponentielle Temperaturskala. S. 9.
M. Siegbahn, Ein variabler Widerstand für radioaktive Messungen. S. 10.
F. Zerner, Zur Kritik des Elementarquantums der Elektrizität. (Über das analoge Verhalten von Öl- und Metallkügelchen in bezug auf elektrische Ladung und Brownsche Bewegung.) S. 10.
P. Ludewig, Eine Anordnung zur Demonstration der „Resonanz". S. 13.
B. Thieme, Bemerkung zu der Abhandlung von B. Winawer und F. Pfeiffer „Gleitfunkenbeobachtungen an Röntgenröhren". S. 15.

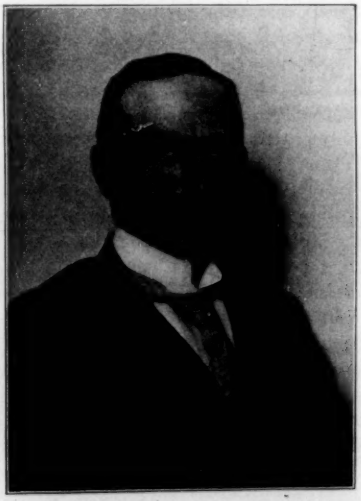
Besprechungen:
M. B. Weinstein, Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. S. 15.
Festschrift zur Einweihungsfeier der Universität Zürich 1914. Philosophische Fakultät. II. S. 15.

Berichtigung. S. 16.
Personalien. S. 16.
Angebote. S. 16.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Maximilian Reinganum (Freiburg i. B.).

Maximilian Reinganum ist am 4. September bei Le Ménil jenseits der Vogesen gefallen. Ein Granatsplitter traf ihn mitten ins Herz. Er sank lautlos vom Pferde. Den Gestellungsbefehl hatte er nicht abgewartet, hatte sich sofort in den ersten Tagen der Mobilmachung freiwillig zur Verfügung gestellt. Als Vizewachtmeister im 5. Bad. Feld-Artillerie-Regiment hatte er die Gefechte bei Mühlhausen und Saarburg mitgemacht. Dem letzten Gruß aus Baccarat an die Seinen folgte die Nachricht des Regiments: „Mit ihm haben wir einen der pflichttreuesten und diensteifrigsten und zugleich einen der vornehm bescheidensten Kameraden verloren."



Max Reinganum

Maximilian Reinganum gehörte zu denen, die sich die Sympathie gleichstrebender Männer schon nach kurzem Beisammensein erwerben. Sein mit energischer Wahrheitsliebe auf Vertiefung in die physikalische Forschung gerichtetes Wesen, und eine durch inneren Stolz bedingte Erhabenheit über jede Streberei oder Anbetung äußeren Erfolges, ließ jeden sofort erkennen, daß sein Sinnen in intellektueller wie in ethischer Hinsicht auf edelste Ziele gerichtet war.

Reinganum war in Frankfurt a. M. am 2. Januar 1876 als Sohn des in seiner Vaterstadt hohes Ansehen genießenden Rechtsanwaltes R. geboren. Dort absolvierte er das städtische Gymnasium, und ging dann nach Straßburg, wo er sich zunächst mehr philoso-

phischen Studien zuwandte. Vom dritten Semester an studierte er dann in Göttingen Physik. Im Göttinger Mathematischen Verein, und bei gemeinsamem Ausarbeiten von Vorlesungen von Klein, Riecke, Voigt und Nernst hatten wir Freundschaft geschlossen.

Gleich die erste Arbeit über: „Durch isotherme Destillation zu erzeugende Druckdifferenzen“ [1]), die er als Student im 4. Semester im Nernstschen Institut veröffentlichte, zeigte seine Vorliebe, physikalische Probleme, die sich thermodynamisch oder kinetisch berechnen lassen, kinetisch zu behandeln. Diese Neigung zur kinetischen Theorie hat ihn ganz beherrscht, und hieraus entsprang seine tiefe Verehrung für Boltzmanns Arbeiten, deren intensives Studium ihn in seiner Dissertation [2]), nach kritischer Bearbeitung eines enormen experimentellen Materials, zur Aufstellung einer neuen Zustandsgleichung führte, die gegenüber der Gleichung von van der Waals einen bedeutenden Fortschritt darstellte. Reinganum behielt die Grundhypothesen der van der Waalsschen Theorie bei, entfernte sich aber von ihr in der Richtung, daß er nicht annahm, daß im Innern des Gases sich die Kräfte der Moleküle vollständig gegenseitig aufheben. Die durchaus mathematisch abgeleitete Reinganumsche Zustandsgleichung berücksichtigt vielmehr die gegenseitige planetarische Beeinflussung der Moleküle, indem die Wirkung der Anziehungskräfte, die bei jedem Vorübergang oder Stoß zweier Moleküle zur Wirkung kommen, unter Zugrundelegung des Virialsatzes und eines Satzes von Boltzmann über die räumliche Verteilung materieller, mit Kräften begabter Punkte in Ansatz gebracht wurden.

Reinganum hat nach Beendigung des Göttinger Studiums zunächst bei der Artillerie in Mainz gedient. Dann ist er nach Leiden gegangen und hat als Assistent zusammen mit Kamerlingh Onnes [1]) gearbeitet. Neben den experimentellen Arbeiten hat er seine Theorie der molekularen Anziehung [2]) in schwach komprimierten Gasen weiter ausgearbeitet und eleganter als in der Dissertation dargestellt. In dankbarer Verehrung hat er beim Gedenken an diese Zeit stets der Anregung und Hilfe von H. A. Lorentz gedacht. Von Leiden aus veröffentlichte Reinganum auch eine viel zitierte Bemerkung zur theoretischen Bestimmung des Verhältnisses von Wärme- und Elektrizitätsleitung der Metalle aus der Drudeschen Elektronentheorie [3]). Von Leiden ging er nach Münster als Assistent zu Ketteler und habilitierte sich dort 1901 mit einer Arbeit, die wiederum die Zustandsgleichung [4]) betraf. Nach dem Tode Kettelers hat er dann, während der Vakanz, die Vorlesung über Experimentalphysik in Münster gehalten.

Eine in Münster erschienene Arbeit: „Über Molekularkräfte und elektrische Ladungen der Moleküle“ [5]) stellt einen Versuch dar, die Kräfte zwischen den Molekülen auf elektrostatische Kräfte von Ladungen zurückzuführen, die sich auf den Molekülen an örtlich getrennten Stellen befinden. Es folgten hieran anschließend mehrere kurze Mitteilungen, die auf dem Wege der letzten Arbeit weiter zu kommen suchten, aber sich noch nicht zu einem abgerundeten Ganzen konsolidierten. Hierzu gehört die Abhandlung „Zum Mechanismus elektrochemischer Vorgänge“ [6]) und „Bemerkung zur Elektrooptik der Metalle“ [7]), während die Ab-

1) Wied. Ann. **59**, 765, 1896.
2) Dissertation Göttingen 1899.

1) Comm. Leiden. 1900.
2) Soc. Bull. d. Sciences à Harlem. 1900.
3) Ann. d. Phys. **4**, 2, 398, 1901.
4) Ann. d. Phys. **6**, 533, 1901.
5) Ann. d. Phys. **10**, 334, 1903.
6) Ann. d. Phys. **10**, 354, 1903.
7) Ann. d. Phys. **16**, 958, 1905.

handlung „Über Energie und spezifische Wärme in der Nähe der kritischen Temperatur“[1]) sich wieder mit der Theorie von van der Waals bzw. mit der Zustandsgleichung beschäftigte. Diese letzten Arbeiten sind aus Straßburg datiert. Reinganum hatte seine Dozentur in Münster aufgegeben, und war zunächst dorthin übergesiedelt, wo ihm von Prof. Braun ein Arbeitszimmer zur Verfügung gestellt wurde. Er arbeitete dort experimentell über die Dichtebestimmung des Chlors bei hohen Temperaturen[2]). Im Herbst 1905 habilitierte er sich dann zum zweiten Male, und zwar in Freiburg i. B. Hier arbeitete er zunächst im Physikalisch-Chemischen Institut und übernahm dann 1906 eine Assistentenstelle bei Prof. Himstedt. Experimentelle Studien über Selenzellen[3,4]) und Arbeiten über „Magnétische Astasierung von Drehspulengalvanometern“[5]) beschäftigten ihn die folgenden Jahre. Im Jahre 1909 wandte er sich mit einer Arbeit über „Molekulare Dimensionen“ wieder gaskinetischen Untersuchungen zu[6]) und untersuchte dann die „Veränderung der Reichweite von α-Strahlen durch elektrische Potentiale“[7]). Eine im gleichen Jahre publizierte Abhandlung, „Bemerkungen zur Stokesschen Formel“[8]) ist für die Millikanschen Versuche von Wichtigkeit. Es wird die Gleitungskorrektion berechnet, und ein Resultat erhalten, das mit dem, etwas andres, aber unabhängig und kurz vorher erhaltenen von Cunningham übereinstimmt.

Reinganum führte seine experimentellen Messungen[9]) mit α-Strahlen zunächst fort, veröffentlichte aber gleichzeitig noch eine kritische Abhandlung über „Ionenbeweglichkeit in Gasen“[1]) und eine „Studie zur Elektronentheorie der Metalle“[2]). Während diese Arbeiten mehr den Charakter von Voruntersuchungen haben, scheint mir die letzte größere Arbeit über „Kräfte elektrischer Doppelpunkte nach der statistischen Mechanik und Anwendung auf molekulare und Ionenbewegung“[3]) wieder der Anfang einer umfassenderen, fruchtbaren theoretischen Arbeit zu sein.

Im Jahre 1907 war Reinganum zum Professor in Freiburg ernannt worden. Die Erfüllung seines berechtigten Wunsches nach einer etatmäßigen Professur hat er nicht mehr erleben dürfen. Wohl manchmal fiel auf seinen, für Forschung und Lehre begeisterten Frohsinn ein Schatten, wenn er sah, wie so mancher, dessen Leistungen nicht an die seinen herankamen, ihm vorgezogen wurde; aber schnell vertrieb er sich solche, die Arbeitsfreudigkeit hemmende Verstimmung in den reinen Höhen der vereisten Felsen Tirols oder auf den Skihalden des Schwarzwaldes. — Max Reinganum blieb bis zuletzt die froh schaffende, liebenswürdige Persönlichkeit, die sich für alles begeistern konnte, was den denkenden, an eine ideale Aufgabe der Menschheit glaubenden Mann bewegt. Mit Begeisterung haben ihn die großen Ideen, die jetzt das Vaterland bewegen, erfüllt. Schon zur Zeit des Burenkrieges hatte er einen warmherzigen Aufruf für die Buren in der Badischen Landeszeitung erlassen; mit Begeisterung zog er ins Feld. Dem Forscher Reinganum haben seine Arbeiten ein dauerndes Andenken gesichert, dem Menschen werden es Kollegen, Freunde und Schüler bewahren.

Erich Marx.

1) Ann. d. Phys. **18**, 1008, 1905.
2) Diese Zeitschr. **6**, 514, 1905.
3) Diese Zeitschr. **7**, 786, 1906.
4) Diese Zeitschr. **8**, 293, 1907.
5) Diese Zeitschr. **10**, 91, 1908.
6) Ann. d. Phys. **28**, 142, 1909.
7) Heidelb. Sitzber. 1910.
8) Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 1025, 1910.
9) Diese Zeitschr. **12**, 1076, 1911.

1) Diese Zeitschr. **12**, 575 u. 666, 1911.
2) Heidelb. Sitzber. 1911. — 3) Ann **38**, 649, 1912.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die α-Strahlung des Wismuts aus Pechblende.

Von Lise Meitner.

Die Frage nach den Endprodukten der radioaktiven Umwandlungsreihen ist in der letzten Zeit wieder besonders in den Vordergrund getreten, seitdem der Nachweis erbracht worden ist, daß das Blei aus Uranmineralien sich im Atomgewicht von dem gewöhnlichen Blei unterscheidet. Die radioaktive Zerfallstheorie war schon seit langem zu dem Schlusse gelangt, daß das letzte Umwandlungsprodukt des Urans Blei sei, dessen Atomgewicht aber um eine Einheit niedriger sein müsse als das Atomgewicht des gewöhnlichen, aus nichtradioaktiven Mineralien gewonnenen Bleies. Tatsächlich haben einerseits Hönigschmid[1]), andererseits Richards und Lembert[2]) das Atomgewicht von Blei aus Pechblenderückständen bestimmt und durchschnittlich den Wert 206,6 gefunden, während der internationale Atomgewichtswert 207,15 beträgt.

Die Tatsache, daß beim Zerfall des Poloniums Blei entsteht, kann jetzt wohl als sichergestellt bezeichnet werden. Es ergibt sich nur noch die Frage, ob dieses Blei als letztes, also stabiles Endprodukt der Uranreihe zu betrachten ist oder ob es noch einem weiteren Zerfall unterliegt. Wenn man den Standpunkt vertritt, daß alle Elemente in einem genetischen Zusammenhang stehen, so muß man natürlich auch das Blei als instabil betrachten. Fajans[3]) hat schon vor längerer Zeit darauf hingewiesen, daß das Blei möglicherweise nach folgendem Schema weiter zerfällt:

$$Pb \xrightarrow{\beta} Bi \xrightarrow{\alpha} Tl.$$

Zwei Tatsachen führte Fajans als Stütze für diese Annahme an: Das Vorkommen von Wismut und Thallium in radioaktiven Mineralien und die Differenz 4,0 zwischen ihren Atomgewichten.

Der vorausgesetzte Zerfall des Bleies muß jedenfalls sehr langsam vor sich gehen und daher mit einer außerordentlich schwachen und sehr wenig durchdringenden β-Strahlung verbunden sein. Diese aufzufinden kann man wohl nicht erwarten. Dagegen schien es möglich, die etwaige α-Strahlung des Wismuts nachzuweisen. Das aus Blei entstehende Wismut müßte das Atomgewicht 206 (gegenüber 208 für gewöhnliches Wismut) haben und Fajans vermutete, daß diesem geringeren Atomgewicht auch eine kürzere Lebensdauer, also relativ stärkere Aktivität, entspräche. Die Richtigkeit dieser Überlegung wurde von Fajans und Frl. Towara[1]) in einer experimentellen Untersuchung geprüft, deren Resultate dahin zusammengefaßt wurden, daß das Wismut aus Joachimsthaler Pechblende ein neues, α-Strahlen emittierendes Glied der Wismutplejade enthalte. Als obere Grenze für die Halbwertszeit des neuen Elementes wird 10^8 Jahre angegeben.

Gegen dieses Resultat ließen sich von vornherein zwei Bedenken geltend machen, ein theoretisches und ein praktisches. Die Joachimsthaler Pechblende enthält im Mittel etwa 0,6 bis 0,7 Gewichtsprozent Wismut (Element). Soll ein nennenswerter Teil dieses Wismuts vom Zerfall des aus Uran entstandenen Bleies herrühren, und nimmt man die Halbwertszeit des Wismuts zu 10^8 Jahren an, so kommt man für das Blei zu Halbwertszeiten, die nicht sehr wahrscheinlich sind. Beispielsweise müßte, wenn nur etwa ein Drittel des Wismuts in der Pechblende radioaktiven Ursprungs ist, das Blei schon etwa 10mal instabiler sein als das Uran, vorausgesetzt, daß das Wismut die Halbwertszeit von 10^8 Jahren besitzt. Indessen liegen keine Tatsachen vor, die eine derartige Instabilität des Bleies direkt ausschließen würden. Sie steht auch nicht mit dem Bleigehalt der Uranmineralien in Widerspruch, denn nach den oben erwähnten Atomgewichtsbestimmungen ist es sehr wahrscheinlich, daß ein Teil des Bleigehaltes der Pechblende nicht radioaktiven Ursprungs ist, worauf schon Hönigschmid hingewiesen hat[2]).

Gewichtiger schien gegen das Resultat von Fajans und Frl. Towara der Umstand zu sprechen, daß Prof. Hahn und ich gelegentlich einer nicht publizierten Untersuchung über die Muttersubstanz des Aktiniums Wismutpräparate aus Pechblende hergestellt hatten, deren α-Aktivität, die seit fast 2 Jahren gemessen wird, genau mit der Halbwertszeit des Poloniums abnimmt. Eine α-Aktivität des Wismuts auch nur von der Stärke der α-Aktivität des Urans

1) O. Hönigschmid, Zeitschr. f. Elektrochem. **20**, 452—460, 1914.
2) W. Richards u. E. Lembert, Zeitschr. f. anorg. Chem. **88**, 429—451, 1914.
3) K. Fajans, Ber. d. D. Chem. Gesellsch. **46**, 437, 1914.

1) K. Fajans u. H. Towara, Naturwissenschaften **2**, 685, 1914.
2) Hönigschmid, l. c.

hätte sich hierbei deutlich bemerkbar machen müssen. Die von Fajans und Frl. Towara angegebene Reichweite der Wismut-α-Strahlen legte die Möglichkeit nahe, daß die α-Aktivität des Wismuts von mitgerissenem Ionium herrührte; denn daß das Ionium leicht mitgerissen wird, hatten wir wiederholt beobachten können. Die Frage schien jedenfalls einer Nachprüfung wert und ich habe mich daher im Juni 1914 an das zuständige österreichische Ministerium gewendet, um geeignetes Material von Joachimsthal zu erhalten. Ich habe das nötige Material in freigebigster Weise zur Verfügung gestellt bekommen, wofür ich auch noch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Das als Rohwismut bezeichnete Material ist wismuthaltiger, oxydischer, trockener Metallschlamm aus Pechblenderückständen, der das gesamte Wismut der Pechblende und somit auch den nach Fajans mit Wismut isotopen neuen α-Strahler enthalten muß. Eine vorläufige Untersuchung des Rohwismuts ergab eine starke α-Aktivität und eine im Verhältnis hierzu sehr geringe β-Aktivität. Radium ließ sich nur in sehr geringer Menge nachweisen, dagegen waren verhältnismäßig starke Mengen Aktinium nachweisbar, ein Beweis, daß mit dem Schlamm auch seltene Erden abgeschieden worden waren.

Es wurde nun zur vorläufigen Orientierung eine geringe Menge des Schlammes in Salzsäure gelöst (wobei nahezu nichts Ungelöstes zurückblieb), und das Wismut durch Wasser als Oxychlorid gefällt. Zur oberflächlichen Reinigung wurde das gefällte Wismut wieder in Salzsäure gelöst und abermals mit Wasser gefällt. Dieses Wismut zeigte in einem α-Elektroskop in willkürlichen Einheiten gemessen eine Aktivität von rund 600. Das neuerlich gelöste Wismut wurde mit 2 Tropfen einer 0,1 prozentigen Thornitratlösung versetzt und nun eine Thor-Wismuttrennung ausgeführt. Es resultierte dabei ein Wismutpräparat, dessen α-Aktivität nur mehr 70 betrug, während die Thoriumfällung eine α-Aktivität von 1200 aufwies. Daß die α-Aktivität des Thoriums scheinbar größer ist als die des als Ausgangsmaterial benützten Wismuts rührt daher, daß im Gegensatz zu der sehr geringen Menge Thorium das Wismut eine unendlich dicke Schicht darstellte. Die eigene Aktivität des zugesetzten Thoriums wurde in einem besonderen Versuch zu 0,2 festgestellt, kam also hierbei nicht in Betracht.

Nachdem es sich so gezeigt hatte, daß durch eine einzige Thorium-Wismuttrennung fast 90 Proz. der α-Aktivität des Wismuts entfernt worden waren, wurde nun ganz systematisch an eine vollständige Reinigung des Wismuts von seiner α-Aktivität gegangen.

Das als Oxychlorid aus einigen Grammen des Rohwismuts gefällte Wismut (etwa 0,3 g) wurde mehrere Male durch Auflösen in Salzsäure und Abscheiden mit Wasser umgefällt. Hierauf wurde es mit einigen Tropfen einer 1 proz. Thornitratlösung versetzt, eine Thorwismuttrennung ausgeführt und dieser Vorgang mehrmals wiederholt. Der Gang der Abtrennung der α-Aktivität läßt sich aus nachstehenden Zahlen ersehen[1]). Die so viel größere Aktivität der Thoriumfällungen im Vergleich zu der Aktivität der jeweils als Ausgangsmaterial verwendeten Wismutfällungen rührt wieder von den verschiedenen Schichtdicken her.

Die ursprüngliche Aktivität des Wismutpräparates vor der ersten Thoriumabtrennung betrug rund 1000.

Thorium-fällungen	Aktivität	Wismut-fällungen	Aktivität
1	4170	1	250
2	946	2	74
3	346	3	17,4
4	34	4	5,2
5	10,2	5	2,8
7	4,8	7	1,14
9	3,65	9	1,13

Die letzte Wismutfällung enthielt etwa 150 mg Wismutoxychlorid. Um einen Vergleich für die Aktivitäten zu haben, sei bemerkt, daß 11 mg metallischem Uran unter gleichen Bedingungen gemessen eine Aktivität von rund 50 entspricht.

Um zu prüfen, ob diese geringe Restaktivität des Wismuts etwa von Polonium herrührte, wurde das wieder in *HCl* gelöste Wismut mit einer wässerigen Lösung telluriger Säure versetzt und das Tellur mit Zinnchlorür ausgefällt. Dieser Vorgang wurde zweimal wiederholt. Beide Tellurfällungen waren absolut inaktiv. Das resultierende Wismut, das als Sulfid gefällt, vom Zinn mittels Schwefelammonium getrennt und schließlich wieder ins Oxychlorid überführt worden war, zeigte seine frühere Restaktivität. Da diese vermutlich durch Spuren mitgerissenen Thoriums verursacht war, wofür der Umstand sprach, daß die letzten Thorfällungen schon etwas schwächer waren, als der eigenen Aktivität des zugesetzten Thoriums entsprach, wurde nun das gelöste Wismut mit Zirkonnitrat versetzt und wie vorher die

1) Als ich die Reinigung meines Wismutpräparates schon fast beendet hatte, wurde ich auf eine Notiz von K. Fajans (Chem. Zt., 22. Aug. 1914) aufmerksam, in der berichtet wird, daß die α-Aktivität des Fajansschen Wismutpräparates zum großen Teil von Ionium herrühre, weshalb die Beobachtung eines neuen α-Strahlers einstweilen nicht aufrecht erhalten würde.

Wismut-Thorium- jetzt die Wismut-Zirkontrennungen ausgeführt. Tatsächlich gelang es so, ein inaktives Wismutpräparat zu erhalten. Damit ist der Beweis erbracht, daß die ganze ursprünglich beim Wismut vorhandene α-Aktivität nur von mitgefälltem Ionium herrührte. Da die Empfindlichkeit des verwendeten α-Elektroskops noch die Aktivität von $^1/_{10}$ mg Uran deutlich erkennen läßt, so müßte das Wismut, wenn es noch eine eigene α-Aktivität besitzen sollte, etwa 10000 mal schwächer aktiv sein, wie die gleiche Gewichtsmenge Uran.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die α-Aktivität des aus der Joachimsthaler Pechblende stammenden Wismuts nicht dem Wismut selbst angehört, sondern sich von diesem vollständig trennen läßt. Bei der verwendeten Fällungsmethode rührte die ganze α-Aktivität von mitgerissenem Ionium her. Damit erweisen sich alle unmittelbar an die α-Aktivität des Wismuts geknüpften Folgerungen als unhaltbar.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 24. November 1914.)

Das magnetische Spektrum der β-Strahlen von Radiothor und Thorium *X*.

Von Otto v. Baeyer, Otto Hahn und Lise Meitner.

(Mit Tafel I.)

Die weitgehende chemische Analogie zwischen den Produkten der Thorium- und Aktiniumreihe bedingt nach den neueren Anschauungen auch eine entsprechende Parallelität der die Umwandlungen begleitenden Strahlen. Vom Radiothor bzw. Radioaktinium beginnend, verlaufen die Umwandlungen der beiden Reihen vollkommen identisch und man muß ein gleiches Verhalten für die emittierten Strahlen erwarten, was auch, soweit es sich um α-Strahlungen handelt, bereits bewiesen worden ist. Dagegen zeigen die beiden Reihen scheinbare Abweichungen in ihren β-Strahlungen. So hatten wir beim Radioaktinium sowohl elektroskopisch als nach der Methode der magnetischen Spektra eine gar nicht unbeträchtliche β-Strahlung gefunden, während beim Radiothor eine solche bisher nicht bekannt war. Da aber die Prüfung auf β-Strahlen früher immer nur elektroskopisch vorgenommen worden war, die Methode der magnetischen Spektra jedoch für langsame β-Strahlen bedeutend empfindlicher ist, so haben wir auch das Radiothor nach dieser Methode auf β-Strahlen untersucht. Es wurde einerseits das β-Strahlenspektrum von Radiothor möglichst frei von allen folgenden Produkten, andererseits das Spektrum von Thorium *X* aufgenommen. Bevor wir die erhaltenen Resultate besprechen, seien ein paar Worte über die Herstellungsmethode der Präparate gesagt.

Die Substanzen müssen für die photographischen Aufnahmen auf dünnen Drähten elektrolytisch niedergeschlagen werden. Beim Radiothor bietet dies keinerlei Schwierigkeiten, es läßt sich aus seiner Lösung leicht auf Platin- oder Silberdrähten kathodisch abscheiden. Wir verwendeten als Kathode einen Platindraht von 0,15 mm Dicke.

Schwieriger ist die elektrolytische Darstellung von Thorium *X*. Wir verfuhren dabei folgendermaßen. Aus einer Lösung von Radiothor + Zerfallsprodukten wurde durch mehrmalige Ammoniakfällungen alles Radiothor und der größte Teil des aktiven Niederschlags entfernt. Das Filtrat, das das Thorium *X* enthält, wurde mit ca. $^1/_{80}$ mg $BaCl_2$ versetzt, um das Thorium *X* mit diesen geringen Spuren Substanz elektrolytisch abzuscheiden. Dann wurde das Filtrat zur Trocknen eingedampft, die Ammoniaksalze weggeglüht und das übrigbleibende Thorium *X* mit destilliertem Wasser aufgenommen.

Während der Elektrolyse wurde in die in Eis gekühlte Lösung ständig ein schwacher Kohlensäurestrom geleitet. Es wurden Spannungen von 50—100 Volt verwendet; die Stromstärke betrug dann 0,01—0,02 Amp. Es gelang so, an einen Platindraht von 0,8 cm Länge und 0,15 mm Dicke eine Menge *ThX* zu konzentrieren, deren β-Aktivität (vom aktiven Niederschlag herrührend) rund 0,01 mg Radiumbromid entsprach.

Die Aufnahme des magnetischen Spektrums erfolgte in demselben Apparat, wie wir ihn früher beschrieben haben. Bei einer magnetischen Feldstärke von ca. 100 Gauß wurde zunächst das Radiothorpräparat untersucht. Nach 12stündiger Exposition wurde ein Bild erhalten, das in Fig. 1 in etwa zweifacher Vergrößerung wiedergegeben ist. Man erkennt darauf neben dem kräftigen unabgelenkten α-Strahl zwei stark abgelenkte nahe benachbarte β-Strahlen. Die Ausmessung der photographischen Platte ergab, daß diese beiden Streifen identisch sind mit den β-Strahlen, die wir in früheren Arbeiten dem Thorium *X* zugeschrieben haben[1]).

Die Geschwindigkeiten der beiden Strahlungen sind

1) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. 13, 264—266, 1912.

$\beta = 0{,}51$ Lichtgeschw.
und $\beta = 0{,}47$ „

Das Radiothorpräparat war ursprünglich vollkommen frei von Thorium X, da aber natürlich während der Exposition Thorium X und die Produkte des aktiven Niederschlages nachgebildet werden (im Durchschnitt waren etwa 7 Proz. Thorium X vorhanden), so müssen, wenn auch schwach, die β-Strahlen dieser Produkte zu bemerken sein.

Tatsächlich erkennt man auf den Aufnahmen eine schwache, von schnelleren β-Strahlen herrührende Schwärzung.

Den strengsten Beweis, daß die beiden β-Strahlen 0,51 und 0,47 dem Radiothor zuzuschreiben sind, ergibt nun die Aufnahme Fig. 2, die mit dem Thorium X-Präparat ausgeführt wurde. Die Aufnahme ist bei derselben magnetischen Feldstärke wie die vorige in 12 Stunden entstanden.

Das erhaltene Bild entspricht vollkommen den Aufnahmen, die wir früher mit dem aktiven Niederschlag des Thoriums erzielt haben. Außer den schwach abgelenkten schnellen β-Strahlen sind die beiden β-Strahlen 0,72 und 0,63 stark vertreten.

Von den β-Strahlen 0,51 und 0,47 dagegen ist keine Spur vorhanden. Damit ist vollkommen eindeutig bewiesen, daß letztere nur dem Radiothor angehören können. Das Thorium X sendet demnach keine mit dieser Methode nachweisbaren β-Strahlen aus.

Dies Ergebnis steht, wie schon erwähnt, im Widerspruch zu den früheren von uns gemachten Angaben. Bei diesen früheren Aufnahmen der magnetischen Spektren hatten wir immer nur Radiothor und Thorium X gemeinsam untersucht, da eine elektrolytische Reinherstellung von Thorium X mit ziemlichen Schwierigkeiten verknüpft ist. Natürlich ließen diese Aufnahmen keine unmittelbare Entscheidung zu, ob die gefundenen β-Strahlen dem Radiothor oder dem Thorium X angehören. Wir hatten sie auf Grund von elektroskopischen Messungen[1]) dem Thorium X zugeschrieben.

Dieser Widerspruch läßt sich vielleicht auf folgende Weise lösen. Bei den Aufnahmen der magnetischen Spektren werden, wenigstens bei den hier angewandten schwachen Präparaten, nur die stärkeren β-Strahlen nachgewiesen. Es ist deshalb nicht ausgeschlossen, daß noch eine Anzahl schwacher β-Strahlen vorhanden ist. So existieren z. B. bei dem aktiven Niederschlag des Thoriums eine ganze Reihe schwacher β-Strahlen, die, wie wir schon in einer früheren Arbeit erwähnten, nur bei Verwendung sehr starker Präparate zum Vorschein kommen[1]). Es ist deshalb denkbar, daß auch das Thorium X solche schwache β-Strahlen emittiert; sind diese nun aber schneller als die β-Strahlen des Radiothors, so können sie sich elektroskopisch bemerkbar machen, während die zwar starken, aber langsamen β-Strahlen des Radiothors bei der angewandten Versuchsanordnung nicht beobachtet werden können.

1) Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. 11, 493—497, 1910.

Zusammenfassung:

Radiothor emittiert β-Strahlen von 0,51 und 0,47 Lichtgeschwindigkeit, die wir früher irrtümlich dem Thorium X zugeschrieben haben.

1) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. 15, 649—650, 1914.

Physikalisches Institut der Universität Berlin.
Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Dahlem.

(Eingegangen 15. Dezember 1914.)

Über das Spektrum von Gadolinium.

Von E. Paulson.

Vorliegende Arbeit bildet eine Fortsetzung meiner Untersuchung über die Linienspektren, in denen man bisher keine Gesetzmäßigkeiten gefunden hat. Es bestätigt sich mehr und mehr, daß Wiederholungen charakteristischer Gruppen von Linien mit konstanten Differenzen zwischen deren Wellenzahlen eine allgemeine Erscheinung in den meisten Spektren sind.

Diese Art der Gesetzmäßigkeit verdient sicherlich mehr Aufmerksamkeit als man bisher darauf gerichtet hat. Einerseits umfaßt sie gewöhnlich erheblich mehr Linien als die der Serien und deren Abzweigungen, und wäre daher imstande ein allseitigeres Bild der Vorgänge im lichtemittierenden Atom zu geben, wenn wir nur den wahren Zusammenhang kennten. Anderseits gibt es keinen anderen Schlüssel zur Konstitution der Spektren, in denen Serien unbekannt sind — die gerade die meisten sind.

Solche Liniengruppen aus einem Spektrum herauszusuchen, ist gewiß sehr mühsam. Die Arbeit kann jedoch durch mechanische Hilfsmittel und einige Kunstgriffe erleichtert werden. Kennt man nur einige Paare mit Sicherheit, wird die Ermittlung einer vollständigeren Gruppe nicht schwer, wie ich in bezug auf das Lanthanspektrum[1]) bemerkt habe. Die gewaltige Arbeit, welche in Präzisionsmessungen von Wellenlängen niedergelegt ist und fortwährend nieder-

1) Gesetzmäßigkeiten im Bau des Lanthanspektrums. Ann. d. Phys. 45, 1206, 1914.

gelegt wird, scheint mir auch ziemlich zwecklos, wenn nicht mindestens einige Versuche zur Systematisierung des geschaffenen Materials gemacht werden, obwohl die physikalische Zergliederung anfänglich nicht so tiefgehend wird.

Ausführliche Untersuchungen über die magnetische Aufspaltung aller zu einem System gehöriger Linien sollten einen großen Fortschritt bedeuten. Nur für wenige Spektren liegen Beobachtungen über das Verhalten im magnetischen Felde einer größeren Anzahl Linien vor. Für Palladium[1]) habe ich 57 Linien, von denen die Aufspaltung für 30 durch Purvis bekannt ist, in Gruppen um je 4 (5) Linien zusammengestellt. Es erwiesen sich wohl einige Analogien in der Aufspaltung von gewissen Linien sowohl innerhalb jeder Gruppe als auch beim Übergang von einer Gruppe zu einer anderen, jedoch waren keine einfachen Beziehungen zu entdecken.

Das hier behandelte Spektrum, das des Gadoliniums, ist nur von Exner und Haschek mit einiger Genauigkeit ausgemessen worden. Untersuchungen auf Zeeman-Effekt liegen nicht vor. Da ich meine Zahlen aus der Wellenlängetabelle für *Gd* im Kaysers Handbuch, in dem alle schwächeren Linien fortgelassen sind, genommen habe, ist es wohl möglich einige Lücken der nebenstehenden Tabelle durch einen Vergleich mit der Originalarbeit zu füllen.

Es soll erwähnt werden, daß ich schon in meiner Dissertation zwei Differenzen im *Gd*-Spektrum angeführt habe. Die erste dieser findet man in anderer Form im unten gegebenen System wieder. Die ursprüngliche, zwischen nur zwei Paaren auftretende Differenz hatte den Wert 1206; welcher durch Vertauschen der 4 Linien in 2857 überging, die unten in den beiden Differenzen 1500 und 1357 zerteilt sind.

Nebenstehende Tabelle enthält die Wellenzahlen einer Anzahl Linien des *Gd*-Spektrums in der Weise geordnet, daß die Linien, die entsprechenden Kolumnen (A—H) angehören, in allen Reihen dieselben Differenzen zeigen. Diese Differenzen sind in den angrenzenden Kolumnen eingetragen. I bezeichnet die Intensität der Linien.

Die Wellenzahlen der Linien in den sukzessiven Kolumnen lassen sich durch folgende Beziehungen ausdrücken:

$$B = A + 321{,}49 \qquad F = A + 4300{,}11$$
$$C = A + 819{,}97 \qquad G = A + 4609{,}93$$
$$D = A + 2319{,}65 \qquad H = A + 6550{,}62$$
$$E = A + 3677{,}04$$

[1]) On the spectrum of Palladium. Wird in Phil. Mag. erscheinen.

Lund im November 1914.

(Eingegangen 29. November 1914.)

Tabelle.

I	A	321,49	I	B	498,48	I	C	1499,68	I	D	1357,39	I	E	623,07	I	F	309,82	I	G	1940,69	I	H
									3	22190,22												
									4	22655,55												
			2	21837,87					3	23875,35												
				22315,30	498,79	3	23326,66	1498,69			1357,48	3	25347,70	622,89	5	24170,59						
			4	22357,84	499,12	2	22886,96							(1979,72)	2	24933,27						
1	22289,04	321,99			498,56	2	22815,86				(2857,51)	2	25671,37				310,24	3	24943,51	1940,88	10	26884,39
			6	22611,05	498,12	10	23109,15	1499,45	20	24608,60										(4231,51)		
			4	22657,50	498,50	3	23167,50	1500,59	5	24668,09	1357,85	3	26025,94	623,33	1	26649,27					2	28656,86
			3	22669,00	(820,05)	2	23204,77	1499,09	2	24703,86	1357,83	3	26061,69				309,41	4	26890,07	1940,73	5	28830,80
2	22354,74										1357,68	10	26217,96	623,15	3	26841,09						
3	22540,90	321,52	4	22862,42	498,31	9	23360,73	1499,55	3	24860,28	(2857,21)	4	26570,11				(932,71)	1	27308,82	1940,61	8	29249,43
						10	23518,90				1356,66	4	26519,15	623,11	3	27142,26				(2250,49)	3	29392,75
						8	23662,93	1499,56	4	25162,49	1357,31	4	26528,09							(2873,30)	3	29401,39
									2	25170,78				(3480,57)	2	27870,28						
1	23576,84	320,99	5	24395,71	497,88						2857,66	15	27424,61									
			10	24566,95							1358,01	10	27893,00									
														(932,61)								
			1	24536,18	499,12	4	25035,30	1490,75	20	26535,05	1358,01	10	27893,00	(932,07)	5	28825,67						
						3	25070,13	1499,79	3	26570,92	1356,54	2	27935,46		3	28807,53						
			8	24603,86	498,54	2	25102,40	1498,68	1	26601,08												
3	24855,34	321,47	4	25176,81	497,92	8	25674,73															
3	25041,32	321,49	2	25362,82				(1998,61)	8	27361,43	1357,70	6	28719,13									
6	25254,76				(810,98)	2	26074,74	1500,06	2	27574,80												
						5	27115,70	1500,13	6	28615,83	1357,13	4	29972,96	622,58	2	30595,54						

Über eine exponentielle Temperaturskala.

Von R. H. Weber.

Unter dieser Überschrift hat kürzlich Th. Peczalski eine Abhandlung[1]) veröffentlicht, in der er eine neue Temperaturskala τ in Vorschlag bringt, die mit der gebräuchlichen absoluten Skala T in der Relation steht

$$T = T_0 e^{\alpha(\tau - \tau_0)}. \qquad (1)$$

Dieselbe Skala habe ich schon vor zwei Jahren diskutiert[2]) und obwohl ich ihr weniger eine praktische, als vielmehr eine instruktive Bedeutung zuschreibe, hielt ich mich doch für berechtigt, eine Notiz mit einem Prioritätsanspruch an das Journal de physique zu senden, die aber wegen des inzwischen ausgebrochenen Krieges ihr Ziel nicht mehr erreicht hat. Es sei mir daher gestattet, hier einen Hinweis auf meine genannte Arbeit zu geben.

Unsere gewöhnliche absolute Skala beruht auf der folgenden Definition des Ausdehnungskoeffizienten der idealen Gase[3]), deren Eigenschaften durch den zweiten Hauptsatz gegeben sind:

1. Der Ausdehnungskoeffizient ist der Zuwachs, den — bei Vermehrung der Temperatur um die Einheit — dasjenige Volumen erfährt, das beim Gefrierpunkt das Volumen 1 besitzt.

Fordert man, daß dieser Volumenzuwachs konstant ist, so wird dadurch eine Temperaturskala, die absolute Skala T, festgelegt. Es wird

$$dv = v_0 \alpha dT, \quad v = v_0 \alpha T + C.$$

Der Nullpunkt muß noch nachträglich fixiert werden durch Wahl der Konstanten C. $C = 0$ läßt ihn in den absoluten Nullpunkt fallen.

Definiert man dagegen

2. Der Ausdehnungskoeffizient ist der Zuwachs, den — bei Vermehrung der Temperatur um die Einheit — die jeweilige (unendlich kleine) Volumeneinheit erfährt,

und fordert man für diesen Volumenzuwachs Konstanz bezüglich der Temperatur, so folgt

$$dv = v\alpha d\tau; \quad v = v_0 e^{\alpha(\tau - \tau_0)}.$$

Man erhält eine andere Temperaturskala τ, die in der Tat der Relation (1) genügt. Setzt man $\tau_0 = 0$, so beginnt diese Skala mit dem Gefrierpunkt des Wassers.

Die Form 2 hat logisch das für sich, daß sie nicht schon zur Definition des Ausdehnungskoeffizienten einen Fixpunkt der Temperatur und die Festlegung eines Normalvolumens, v_0, bei diesem Fixpunkt fordert.

Zwischen T und τ bestehen die numerischen Beziehungen

für	$T = 0^0$	ist	$\tau = -\infty^0$
„	$T = 273^0$	„	$\tau = 0^0$
„	$T = 273 + 100^0$	„	$\tau = 100^0$
„	$T = 273 + 500^0$	„	$\tau = 371{,}54^0$.

Der absolute Nullpunkt wird also auf der neuen Skala nach $-\infty$ verlegt, was wohl auch manches für sich hat.

Ein ausführlicherer Vergleich der beiden Skalen, auch graphisch, findet sich in meiner oben zitierten Arbeit.

Der zweite Hauptsatz sagt aus, daß für jeden umkehrbaren Vorgang, wenn q die unendlich kleine Wärmemenge bedeutet,

$$\frac{q}{T} = \frac{du + pdv}{T} = ds$$

ein vollständiges Differential ist. Das ist natürlich nur in der gebräuchlichen absoluten Skala richtig. Strenger und allgemeiner, also ohne von vornherein gewisse Anforderungen an die Skala zu stellen, müssen wir sagen: Die unendlich kleine Größe q besitzt einen integrierenden Faktor, der eine reine Temperaturfunktion ist. Schreibt man ihn $1/f(t)$, so ist also

$$\frac{q}{f(t)} = ds$$

ein vollständiges Differential. Ist der Zustand, der sich umkehrbar ändert, nur von zwei Variablen abhängig, z. B. v, t, so ist die Existenz des integrierenden Faktors eine mathematische Notwendigkeit. Nur die Tatsache, daß er eine reine Temperaturfunktion ist, ist empirisch neu. Die Funktion $f(t)$ ist identisch mit der „Carnotschen Funktion C^{α}[1]). Die Wahl der Funktion $f(t)$ gestattet jede beliebige Temperaturskala einzuführen.

1) Vgl. R. Clausius, Abt. I, S. 51, 151, 154.

Rostock, den 11. November 1914.

(Eingegangen 13. November 1914.)

1) Th. Peczalski, Journ. de phys. **4**, 286, 1914.

2) R. H. Weber, Über die Bedeutung des absoluten Nullpunktes der Temperatur. Sitzungsber. d. naturf. Ges. zu Rostock. N. F. III. S. 383. Vgl. Beibl. **36**, S. 1228.

3) Es soll hiermit nicht gesagt sein, daß man zur Definition der absoluten Temperaturskala auf die Eigenschaften der idealen Gase zurückgreifen muß. Man kann die Definition direkt vom zweiten Hauptsatze aus formulieren (vgl. z. B. C. Carathéodory, Math. Ann. **67**, 355, 1909). Aber man darf den Weg auch über die idealen Gase nehmen, was aus didaktischen Gründen zweckmäßig ist.

Ein variabler Widerstand für radioaktive Messungen.

Von Manne Siegbahn.

In der radioaktiven Meßtechnik sind eine Reihe von Methoden gebraucht worden, bei denen der zu untersuchende Strom durch einen anderen kompensiert wird. Eine Durcharbeitung dieses Verfahrens unter Verwendung eines durch α-Strahlen bestrahlten Gasraums findet man z. B. bei Allen (Phil. Mag. **14**, 112, 1907). Für Standardisierung von Radiumpräparaten nach der γ-Strahlenmethode haben Rutherford und Chadwick[1]) einen solchen Luftwiderstand benutzt. Die nötige Änderung der Sättigungsstromstärke geschieht bei den genannten Autoren durch Überdeckung eines Teils der Uranoxydschicht z. B. mit einer Irisblende. In gewissen Fällen ist aber die hierdurch bedingte Kapazitätsänderung des Widerstandes nachteilig.

Frei von diesem Übelstand ist der folgende variable Luftwiderstand, bei dem auch die Sättigungsstromstärke mit guter Annäherung proportional der Drehbewegung einer Kurbel ist. Gegenüber einer drehbaren kreisförmigen Platte AB (Fig. 1), deren eine Hälfte mit

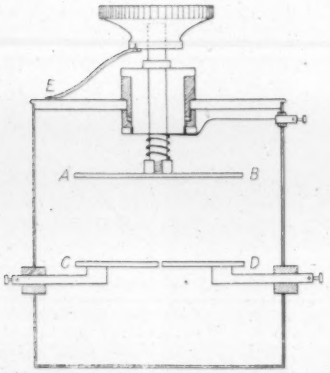


Fig. 1.

schwarzem Uranoxyd belegt ist, stehen die zwei Hälften CD einer durchgeschnittenen kreisförmigen Platte von derselben Größe. Die Zuleitungen der drei Platten sind isoliert ausgeführt und die äußere Hülle ist geerdet. Der obere Deckel ist mit einer Kreisteilung versehen, an der die Drehung der Platte AB durch einen Index E abgelesen werden kann.

1) Rutherford und Chadwick, Proc. Phys. Soc. London **24**, 141, 1912.

Wird jetzt die Platte AB bei einer für Sättigungsstrom hinreichenden Spannung gehalten und werden die Platten C und D geerdet, so teilt sich der Strom zwischen diesen je nach der Stellung des mit Uranoxyd bedeckten Teiles. Die Kapazität ist aber, wie ersichtlich, unabhängig von der Einstellung.

Eine provisorische Messung der Stromstärke bei verschiedenen Winkelablesungen zeigt Fig. 2.

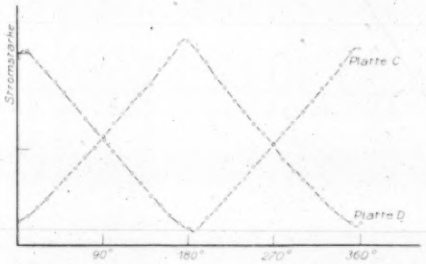


Fig. 2.

Die Stromstärke kann etwa zwischen 1 bis 10 (in beliebigen Einheiten) variiert werden. Außerhalb der Maximal- und Minimalstromstärken besteht eine gute Proportionalität zwischen Drehungswinkel und Stromstärke.

Lund (Schweden), Physikalisches Institut, 17. November 1914.

(Eingegangen 24. November 1914.)

Zur Kritik des Elementarquantums der Elektrizität. (Über das analoge Verhalten von Öl- und Metallkügelchen in bezug auf elektrische Ladung und Brownsche Bewegung.)

Von Fritz Zerner.

Im Jahre 1910 hat F. Ehrenhaft[1]) am Naturforschertage zu Königsberg einen in dieser Zeitschrift publizierten Vortrag gehalten, in welchem er eine Methode, die Ladung von Einzelteilchen einer Suspension zu bestimmen, entwickelte. Auf Grund dieser teilte er Beobachtungen mit, die ihn zwangen, an dem Bestande einer unteilbaren Elektrizitätsmenge von der Größe der Ladung des Wasserstoffions zu zweifeln. Zu diesen Beobachtungen traten sodann die gleichfalls in dieser Zeitschrift er-

1) F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. 11, 940—949, 1910, und vorher 619—630, 10, 308, 1909; Akad. Anz. der kais. Akad. der Wiss. Wien, 4. März 1909 und 21. April 1910; Sitzungsber. der kais. Akad. der Wiss. in Wien, Bd. 118 (IIa), S. 321, März 1909 und Bd. 119, IIa, S. 815—866, Mai 1910.

schienenen von R. A. Millikan[1]) ausgeführten in Widerspruch, denn dieser fand an Öltröpfchen mit großer Genauigkeit ein Elektrizitätsatom von der Größe $4{,}891 \cdot 10^{-10}$ e. st. E.

R. A. Millikan und H. Fletcher[2]) glaubten diesen Widerspruch darauf zurückführen zu können, daß bei den bedeutend kleineren Partikeln Ehrenhafts die scheinbare Geschwindigkeit, die durch die Brownsche Bewegung der Teilchen hervorgerufen wird, vergleichbar ist mit der Geschwindigkeit der Fall- und Steigbewegung, und daß durch die Überlagerung dieser beiden Erscheinungen die Abweichung vom Elementarquantum hervorgerufen werde. Sie belegten diese Meinung durch Publikation von Messungen an einem kleinen Ölpartikel, bei dem die Brownsche Bewegung Ladungen bis zum Doppelten der tatsächlich getragenen vortäuschte.

Diese Vermutung wurde jedoch durch Ehrenhaft[3]) in dieser Zeitschrift widerlegt, indem er zeigte, daß auch bei wiederholter Bestimmung der Fall- und Steiggeschwindigkeit bedeutende Unterschreitungen des Elementarquantums auftreten; gleichzeitig bestimmte er die Brownsche Bewegung dieser Teilchen und fand, daß sie kleiner ist als es die Einsteinsche Theorie fordert.[4])

E. Weiß[5]) kehrte diese Betrachtungsweise um und berechnete unter Zugrundelegung der Einsteinschen Theorie aus der Brownschen Bewegung der Teilchen deren Ladung und Masse, die infolgedessen größer ausfielen, als die nach den Widerstandsgesetzen berechneten. Er schloß daraus, daß die Gestalt der Teilchen Ehrenhafts von der Kugelgestalt wesentlich abweiche. Diese Annahme hat Ehrenhaft jedoch in seiner letzten Publikation[6]) erneuert widerlegt und die Kugelgestalt der von ihm beobachteten Partikeln unter anderem durch Mikrophotographien nachgewiesen, so daß dieser Grund für die Abweichung der Resultate, zu welchem man nach den beiden Berechnungsarten gelangt, wegfällt.

Es schien mir nunmehr von Interesse zu sein, das erwähnte von R. A. Millikan und H. Fletcher publizierte Partikel[7]) nach der Einsteinschen Theorie zu rechnen, indem ich die Beweglichkeit aus den statistischen Abweichungen der Zeiten berechnete, um nachzusehen, ob die Abweichung zwischen den beiden erwähnten Methoden auch bei kleinen Öltröpfchen stattfindet. Dabei ergaben sich folgende Resultate:

(Bei dieser und den folgenden Rechnungen wurde, wenn nicht ausdrücklich das Gegenteil angegeben ist, stets die Stokes-Cunninghamsche Formel

$$K = \frac{6\pi\eta a v}{1 + A\frac{l}{a}}$$

und zwar unter Zugrundelegung der Korrektur

$$A = 0{,}874$$

benützt. Die Werte der Konstanten sind ungeändert aus Millikan, Phys. Rev. **2**, S. 109 bis 143; diese Zeitschr. **14**, 796ff., 1913 entnommen.)

Aus dem Widerstandsgesetze ergibt sich der Radius zu $a = 4{,}11 \cdot 10^{-5}$ cm, die Ladung $e = 5{,}81 \cdot 10^{-10}$ e. st. E. Aus der Brownschen Bewegung[1]) folgt Ne zu $62{,}5 \cdot 10^3 Coul. + 7$ Proz., also nur zu ca. $^2/_3$ des elektrochemischen Äquivalents. Dabei ist die „Konstanz der Beweglichkeit" gut erfüllt, wie die folgende Reihe der $\overline{\lambda^2}$ (der mittleren sekundlichen Verschiebungsquadrate) zeigt ($\overline{\lambda_n{}^2}$ bedeutet $\overline{\lambda^2}$ gerechnet aus den n ersten Werten multipliziert mit 10^6): $\overline{\lambda_{10}{}^2} = 1{,}53$, $\overline{\lambda_{15}{}^2} = 1{,}36$, $\overline{\lambda_{20}{}^2} = 1{,}58$, $\overline{\lambda_{25}{}^2} = 1{,}385$, $\overline{\lambda_{30}{}^2} = 1{,}35$, $\overline{\lambda_{35}{}^2} = 1{,}26$, $\overline{\lambda_{40}{}^2} = 1{,}30$, $\overline{\lambda_{45}{}^2} = 1{,}20$, $\overline{\lambda_{48}{}^2} = 1{,}20$.

Um die zufällige Verteilung der Zeiten noch auf anderem Wege nachzuprüfen, habe ich $\overline{\lambda} = \frac{v}{n}\sum_1^n i \frac{\Delta t_i}{\sqrt{t_i}}$ und darauf die $\overline{\lambda^2} = \frac{\pi}{2}(\overline{\lambda})^2$ berechnet. Die folgende Reihe zeigt die so gewonnenen Zahlen (wiederum multipliziert mit 10^6): $\overline{\lambda_{10}{}^2} = 1{,}55$, $\overline{\lambda_{15}{}^2} = 1{,}37$, $\overline{\lambda_{20}{}^2} = 1{,}58$,

1) R. A. Millikan, diese Zeitschr. 11, 1097—1109, 1910; Phys. Rev. **32**, 350—397, 1911.

2) R. A. Millikan u. H. Fletcher, diese Zeitschr. 12, 161—163, 1911.

3) F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. **12**, 261—268, 1911.

4) Auch F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. **12**, 94—104, 1911.

5) E. Weiß, diese Zeitschr. **12**, 630—633, 1911; Sitzungsber. der kais. Akad. d. Wiss. Wien, Bd. 120, IIa, S. 1021—1068, Juli 1911.

6) F. Ehrenhaft, Sitzungsber. der kais. Akad. d. Wiss. in Wien, Bd. **123**, IIa, S. 53—155, Januar 1914; Ann. d. Phys. **44**, 657—703, 1914; C. R. t. 158, p. 1071ff.

7) R. A. Millikan, u. H. Fletcher, l. c. Ferner ist dieses Partikel noch abgedruckt bei R. A. Millikan, l. c.; Phys. Rev. 1911; S. 394 u. H. Fletcher, diese Zeitschr. **12**, 205, 1911, Tab. 3. Diese Stellen weichen jedoch etwas voneinander ab. Bei der Berechnung wurde die mittlere (Phys. Rev.) zugrunde gelegt, da mit ihr immer wenigstens noch eine der beiden anderen übereinstimmt.

1) Da, wie dies Fletcher (Phys. Rev. **33**, 91, Aug. 1911) gezeigt hat, die mittlere Fall- oder Steigzeit nicht gleich der wahren ist, und in die Beziehung zwischen beiden $\overline{\lambda^2}$ eingeht, wurde dies zunächst für die mittlere Zeit gebildet, hierauf diese der tatsächlichen angenähert und von dieser neuerdings $\overline{\lambda^2}$ gebildet. Da sich dasselbe dem zuerst gerechneten gleich ergab, wurde die Annäherung als genügend abgebrochen.

$\overline{\lambda_{25}^2} = 1{,}26$, $\overline{\lambda_{30}^2} = 1{,}35$, $\overline{\lambda_{35}^2} = 1{,}28$, $\overline{\lambda_{40}^2} = 1{,}31$, $\overline{\lambda_{45}^2} = 1{,}21$, $\overline{\lambda_{48}^2} = 1{,}24$.

Die beiden Zahlenreihen stimmen sehr gut überein. Man sieht jedoch leicht, daß die aus der Brownschen Bewegung folgende Beweglichkeit größer ist als die aus den Widerstandsgesetzen gefolgerte, denn während die aus den Widerstandsgesetzen errechnete Ladung, die der Beweglichkeit verkehrt proportional ist, größer ist als die Ladung des Wasserstoffions, ergibt die Berechnung aus der Brownschen Bewegung nur einen Bruchteil derselben.

Dieses Resultat veranlaßte mich, das Verhältnis zwischen den aus der Brownschen Bewegung und den Widerstandsgesetzen folgenden Beweglichkeiten bei Öl zu untersuchen. Die Möglichkeit dazu bot das von H. Fletcher im Phys. Rev.[1]) veröffentlichte Material im Verein mit den von M. Knudsen und S. Weber[2]), Mc Keehan[3]) und R. A. Millikan[4]) ausgeführten Untersuchungen über den Widerstand, den kleine Kugeln bei der Bewegung in stark verdünnten Gasen erfahren. Es haben nämlich M. Knudsen und S. Weber Versuche angegeben, aus denen sie fanden, daß in der Cunninghamschen Formel A bei starker Variation von $\frac{l}{a}$ (des Verhältnisses der mittleren Weglänge zum Radius des Teilchens) keine Konstante sei, sondern eine Funktion dieser Größe, die sich ihnen zu $A = 0{,}683 + 0{,}354\, e^{-1{,}845\,\frac{a}{l}}$ ergab. Sie wiesen l. c. auch nach, daß die Versuche Mc Keehans durch ihre Formel wiedergegeben werden. R. A. Millikan hat in einer vorläufigen Mitteilung für Öl A zu $0{,}874 + 0{,}32\, e^{-1{,}54\,\frac{a}{l}}$ angegeben. Da die Knudsen-Webersche Formel mit den ursprünglichen Konstanten zu den Ergebnissen Millikans von 1911 und 1913 im Widerspruch steht, da man mit ihr und den in diesen Arbeiten angegebenen Zahlen nicht auf ein unteilbares Elektrizitätsatom schließen könnte, wurden bei der folgenden Rechnung die von Millikan l. c. vorgeschlagenen veränderten Konstanten angenommen und mit diesen die 9 Öltröpfchen Fletchers durchgerechnet. Die so gewonnenen Zahlen zeigt die Tabelle.

1) H. Fletcher, Phys. Rev. **33**, 81—110, August 1911.
2) M. Knudsen u. S. Weber, Ann. d. Phys. **36**, 981—994, 1911.
3) L. W. Mc Keehan, diese Zeitschr. **12**, 707, 1911.
4) R. A. Millikan, Phys. Rev. **1**, 218—221, März 1913.

Tabelle.

Nr.	$a \cdot 10^5$	$\varrho \cdot 10^{-4}$	$N \cdot 10^{-22}$	$\varepsilon \cdot 10^{10}$
6	1,93	3,79	205,0	1,32
9	1,93	3,47	158,6	1,70
1	2,885	3,70	57,0	4,91
3	3,21	4,09	55,0	4,93
5	3,35	4,48	64,2	4,70
8	3,36	4,48	64,6	4,98
4	3,39	4,39	58,2	4,88
7	3,49	4,78	69,6	3,97
2	4,11	4,76	41,3	6,66

Hier sind die Partikel steigend nach den aus dem Widerstandsgesetze gerechneten Radien a geordnet. Man sieht, daß sich auch die ϱ, welche die dritte Wurzel aus dem Produkte der Loschmidtschen Zahl für das Mol mit dem aus der Brownschen Bewegung erschlossenen Gewicht bedeuten, also dem so gewonnenen Radius proportional sind, im großen Ganzen steigend geordnet haben. Abgesehen von der kleinen Abweichung des Partikels 4 fallen nur das erste und das vorletzte Partikel aus dem Gange, während aber der aus den Widerstandsgesetzen erschlossene Radius a von 4,11 auf 1,93, also auf mehr als die Hälfte absinkt, geht ϱ nur von $4{,}78 \cdot 10^4$ auf $3{,}47 \cdot 10^4$, also auf ca. $^2/_3$ des ursprünglichen Wertes.

Es findet also auch an Öl durch die Rechnungsart nach der Brownschen Bewegung ein Zusammendrängen der Werte auf ein kleineres Intervall statt, genau so, wie sich dies bei den Untersuchungen von E. Weiß, F. Ehrenhaft und kürzlich von D. Konstantinowsky[1]) ergab. Ebenso zeigt sich wie bei den erwähnten Arbeiten so auch hier, daß die Berechnung auf Grund der Brownschen Bewegung gegenüber der aus den Widerstandsgesetzen umso größere Werte ergibt, je kleiner die Partikel werden, eine Beziehung, die F. Ehrenhaft[2]) zuerst bemerkt hat.

Dieser Gang scheint sich aber nach der anderen Seite hin fortzusetzen, indem bei größeren Partikeln aus den Widerstandsgesetzen größere Radien und Ladungen folgen, als aus der Brownschen Bewegung. Dies würde mit den Beobachtungen Ehrenhafts nicht im Widerspruche stehen, denn bei den von diesem angegebenen Partikeln koinzidieren Widerstandsgesetz und Brownsche Bewegung bei einem Radius von $2 \cdot 10^{-5}$ cm nicht, sondern die aus der Brownschen Bewegung gerechneten Werte, die beim Radius $1{,}9 \cdot 10^{-5}$ cm nur wenig unter dem aus Cunningham $f = 0$ gerechneten liegen, fallen schließlich unter die aus $f = 1$ gerechneten, und

1) D. Konstantinowsky, Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wiss. in Wien, Bd. CXXIII, IIa, Juli 1914.
2) l. c. S. 106f., 1914.

zwar nimmt die Abweichung monoton zu (in Prozenten des Wertes a für $f = 0$ ausgedrückt, beträgt die Abweichung der Werte aus der Brownschen Bewegung 3,6 Proz., 5,9 Proz., 7,6 Proz., 14,2 Proz., 19,7 Proz., bei den Partikeln VII, 3, 1, IX, VIII[1]). Dieser systematische Gang zeigt sich in der Tabelle im Gange von N, das, aus der Einsteinschen Formel

$$N = \frac{2RT}{3\pi^2\eta} \frac{1 + A\frac{l}{a}}{a(\lambda)^2}$$

gewonnen, dem Verhältnis der beiden Beweglichkeiten proportional ist, und das von $41{,}3 \cdot 10^{22}$ auf $205{,}0 \cdot 10^{22}$ anwächst[2]).

Die sich so ergebenden Ladungen zeigen einen merkwürdigen Verlauf. Im allgemeinen ist ein Abnehmen des Ladungsquantums mit dem Radius zu ersehen. Das größte Partikel zeigt eine starke Abweichung vom Elementarquantum nach oben hin, denn seine Ladung beträgt $6{,}66 \cdot 10^{-10}$ e. st. E. Das nächste Partikel weicht nach der anderen Seite ab mit einer Ladung $3{,}97 \cdot 10^{-10}$ e. st. E.; die folgenden 5 Partikeln besitzen Ladungen, die vom Werte Millikans für das Elektron nur um wenige Prozente abweichen. Diese 5 Partikeln haben auch ungefähr gleichen Radius, während die der beiden folgenden bedeutend kleiner sind. Diese Partikeln tragen die Ladung 1,70 bzw. $1{,}32 \cdot 10^{-10}$ e. st. E., demnach Ladungen, welche das Elementarquantum bedeutend unterschreiten. Es zeigen sich also auch in dieser Beziehung am Öle gleiche Erscheinungen wie an Metallteilchen, nämlich Abnehmen des Ladungsquantums mit dem Radius[3]).

Durch die angeführten Rechnungen glaube ich zu folgenden Schlüssen berechtigt zu sein:

1. Auch an mittelst der Apparatur von R. A. Millkan gemessenen Öltröpfchen ergibt sich nach den Widerstandsgesetzen Unterschreitung des Elementarquantums der Elektrizität und bedeutende Abweichungen von demselben, sowie ein Abnehmen des elektrischen Quantums mit dem Radius. Ebenso ergeben sich, wenn man die Beweglichkeit aus der Einsteinschen Theorie der Brownschen Bewegung rechnet, Unterschreitungen des Elementarquantums.

2. Es zeigen sich an diesem Materiale ebendieselben Abweichungen der nach der Einsteinschen Theorie aus der Brownschen Bewegung gerechneten Werte von den aus den Widerstandsgesetzen erschlossenen wie an den im Lichtbogen zerstäubten Metallen; die Beweglichkeit aus der Brownschen Bewegung wird, im Verhältnisse zu der aus den Widerstandsgesetzen gerechneten, nämlich im allgemeinen umso kleiner, je kleinere Partikeln der Beobachtung unterzogen werden.

Wien, November 1914.

I. physikalisches Institut der k. k. Universität.

(Eingegangen 24. November 1914.)

1) F. Ehrenhaft, l. c. S. 104, 1914.

2) Allerdings scheint das Verhältnis zwischen den beiden Beweglichkeiten nicht nur oder nicht eindeutig vom Radius abzuhängen, da z. B. bei den beiden gleichgroßen Partikeln 6 u. 9 N stark verschieden ist.

3) Rechnet man nach Cunningham $A = 0{,}874$, so erhält man bezüglich der Ladungen ähnliche Resultate, bezüglich der Brownschen Bewegung noch stärkere und unregelmäßigere Abweichungen. Man erhält nämlich:

Nr.	6	9	3	4	1	5	7	8	2
$a \cdot 10^5$	2,26	2,46	3,27	3,56	3,62	3,63	3,92	4,08	5,07
$\eta \cdot 10^4$	3,79	3,47	4,09	4,39	3,70	4,48	4,78	4,48	4,76
$N \cdot 10^{-22}$	125,8	75,9	51,8	50,4	28,6	50,4	49,0	35,9	22,13
$e \cdot 10^{10}$	2,16	3,56	5,12	5,66	9,78	5,98	5,65	8,92	12,5

Eine Anordnung zur Demonstration der „Resonanz".

Von Paul Ludewig.

Wird ein schwingungsfähiges System durch eine äußere periodische Kraft in der Weise beeinflußt, daß keine nennenswerte Rückwirkung eintritt, so ist die Amplitude der erzwungenen Schwingung dann ein Maximum, wenn die Periode der äußeren Kraft mit der Periode des beeinflußten Systems übereinstimmt. Die sogenannte „Resonanzkurve" zeigt die Abhängigkeit der Amplitude der erzwungenen Schwingung von der Periode der äußeren Kraft. Die Schärfe der Resonanz und die Größe der Amplitude im Resonanzpunkt sind von der Summe der Dämpfungen des erzwingenden und erzwungenen Systems abhängig.

Zur Demonstration der „Resonanz" sind verschiedene Anordnungen geeignet.

Im folgenden soll eine neue Anordnung beschrieben werden, mit der es mit Benutzung der einfachsten Hilfsmittel gelingt, in überraschend klarer Weise das Wesen der Resonanz zu demonstrieren und zugleich — was die bisher bekannten Demonstrationsanordnungen nicht ermöglichen — eine Resonanzkurve aufzunehmen.

Ein Stabmagnet I (s. Fig. 1) ist vor dem Härten in der Mitte mit einer kleinen Durchbohrung versehen, durch die ein dünner Metall-

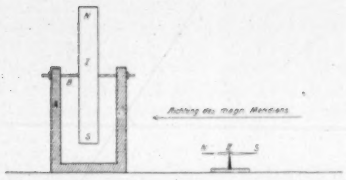


Fig. 1.

stab als Achse gesteckt ist. In der Nähe dieses Magneten steht die kleine Magnetnadel II, die infolge der Direktionskraft des Erdmagnetismus ein schwingungsfähiges System bestimmter Schwingungszahl darstellt. Versetzt man den Magnet I in Umdrehung und läßt ihn langsam auslaufen, so bleibt die Magnetnadel zunächst in Ruhe, beginnt dann, je näher die äußere periodische Kraft der Resonanzlage kommt, zu schwingen, erreicht eine größte Amplitude und kommt wieder zur Ruhe. Es ist zweckmäßig, die Achse des Magneten I möglichst reibungslos zu lagern, damit der Resonanzpunkt nicht zu schnell überschritten wird. Sehr geeignet ist dafür ein Friktionsrädergestell.

Man kann den Versuch noch ein wenig abändern und damit eine Anordnung gewinnen, die ein vollständiges Analogon zu einem bekannten Versuch aus der Meßtechnik der drahtlosen Telegraphie bildet. In der Hochfrequenztechnik nimmt man eine Resonanzkurve meist in folgender Weise auf. In dem Kreis I (Fig. 2) seien auf irgend eine Weise

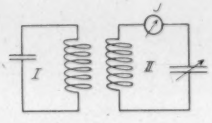


Fig. 2.

elektrische Schwingungen erregt. Man koppelt mit ihm möglichst lose den Kreis II, in dem eine variable Kapazität eingeschaltet ist, die es gestattet, die Schwingungszahl in bekannter Weise kontinuierlich zu verändern. Ein Strommeßinstrument J ist in diesen Kreis so eingeschaltet, daß es ihn möglichst wenig dämpft. Bestimmt man die zu verschiedenen Stellungen des Zeigers des Drehkondensators gehörenden Ausschläge des Meßinstrumentes J, so erhält man eine Resonanzkurve, aus der man, falls der Kreis II entsprechend geeicht ist, z. B. die Schwingungszahl und mit den bekannten Korrekturen, die Dämpfung des Kreises I bestimmen kann.

Um diesen elektrischen Versuch ins Mechanische zu übertragen, benutzen wir die

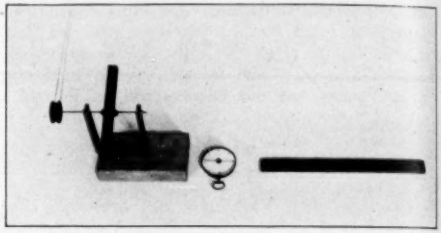


Fig. 3.

Anordnung der Fig. 3. Der Magnet I — die drei Magnete sind in der Reihenfolge von links nach rechts numeriert — wird durch einen Motor in konstante Umdrehungen versetzt. Er entspricht dem Schwingungskreis I. Der Magnet II in Gestalt einer kleinen Magnetnadel bildet das dem Hochfrequenzkreis II entsprechende schwingungsfähige System. Um seine Schwingungszahl kontinuierlich ändern zu können, wird ein Stabmagnet III benutzt, welcher der Magnetnadel langsam näher gerückt wird. Damit wird die auf die Magnetnadel wirkende Direktionskraft verstärkt und die Schwingungszahl in ähnlicher Weise erhöht, wie im Hochfrequenzkreis durch Verkleinerung der Kapazität des Drehkondensators. Hat man die Tourenzahl des Magneten I entsprechend gewählt, so findet man bei einer ganz bestimmten Stellung des Magneten III die Resonanzlage.

Diese Anordnung bietet ohne weiteres die Möglichkeit, eine Resonanzkurve aufzunehmen. Man muß dann nur dafür sorgen, daß die sekundliche Umlaufszahl des Magneten I sehr genau konstant gehalten wird, da die Resonanzlage entsprechend den „ungedämpften Schwingungen" des Magneten I sehr scharf ist. Die Figur 4 zeigt eine derartige Kurve. Als Ab-

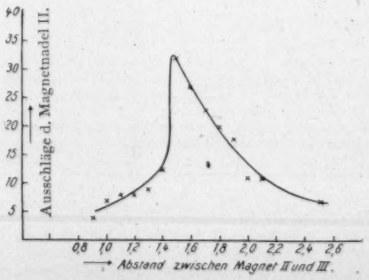


Fig. 4.

szissen sind die Entfernungen des Endes des Magneten III von dem Magnetnadelgehäuse aufgezogen; als Ordinaten die (einseitigen) Ausschläge der Magnetnadel in Graden. Natürlich steht diese Abszisse nicht in einfacher linearer Beziehung zu der Schwingungszahl der Magnetnadel. Deswegen ist auch die Resonanzkurve etwas verzerrt. Es ist aber von einer entsprechenden Korrektur Abstand genommen, um zu zeigen, daß man mit diesen einfachen Hilfsmitteln schon ein recht brauchbares Resultat bekommt.

Wenn die Punkte aus der Kurve zum Teil herausfallen, so liegt das zum größten Teil daran, daß die Umlaufszahl des Magneten I trotz einer Schwungradanordnung am treibenden Motor nicht konstant genug war. Die Resonanz ist so scharf, daß die Anordnung nicht nur zu den beschriebenen Zwecken zu verwenden ist, sondern auch dort gute Dienste leisten kann, wo es gilt, die Konstanz einer Drehbewegung zu kontrollieren. Die dazu nötigen Hilfsmittel sind so einfach, daß sie im Gegensatz zu anderen, dem gleichen Zweck dienenden Apparaten, auch mit den geringsten Hilfsmitteln zu beschaffen sind.

Physikalisches Laboratorium der Bergakademie Freiberg i/Sa.

(Eingegangen 24. November 1914.)

Bemerkung zu der Abhandlung von B. Winawer und F. Pfeiffer „Gleitfunkenbeobachtungen an Röntgenröhren".

Von B. Thieme.

Im Band 15 dieser Zeitschrift, S. 895—897, 1914, beschreiben B. Winawer und F. Pfeiffer eine Entladung über harte Röntgenröhren, bei der sich am Glas durch die Nähe einer rußenden Flamme Rußbäume abscheiden. Diese Erscheinung der Rußbäumchen in elektrisierten Flammen ist von mir in der „Zeitschrift für physikalische Chemie, 78 (4), 490—499, 1912" beschrieben worden, als Einleitung zu einer demnächst erscheinenden größeren Arbeit. Sehr lange Stämmchen dieser Art lassen sich beispielsweise erzielen, wenn karboniertes flüssiges Paraffin in einem Metallgefäß als der einen Elektrode entzündet wird und in die Flamme eine weitere Elektrode, z. B. ein Kohlestab (+) hineinragt, etwa so, daß auf dem Boden des metallenen Gefäßes (in Form eines Becherglases) ein Lichtbogen gebildet werden kann. Von dem Rand des Gefäßes schießen dann zur Kohle außerordentlich zahlreiche, zart verästelte Rußbäumchen hin, die einen ähnlichen Anblick wie die an den Röntgenröhren erhaltenen Gebilde zeigen. Wird in einem Reagensglase durch Funken ein schwach explosibles Gemisch von Azetylen mit Luft entflammt, so erhält man gleiche Figuren wie an Röntgenröhren im obigen Falle.

(Eingegangen 24. November 1914.)

BESPRECHUNGEN.

Max B. Weinstein, Kräfte und Spannungen. Das Gravitations- und Strahlenfeld. (Sammlung Vieweg, Heft 8.) 8. VI u. 64 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 2.—

Das klassische Beispiel für die Zurückführung von Fernkräften auf Berührungskräfte ist die Maxwellsche Theorie der Spannungen im elektrischen und magnetischen Felde. Diese Theorie bildet den Ausgangspunkt der Schrift; es werden im Anschluß an sie die Untersuchungen von Helmholtz und Kirchhoff über Elektrostriktion berücksichtigt, sowie die Hertzschen Ergänzungsspannungen.

Dem Spannungstensor Maxwells entspricht, wenn man vom dreidimensionalen Raume zur vierdimensionalen „Welt" Minkowskis emporsteigt, ein „Welttensor", durch dessen Komponenten sich, außer den Spannungen, die Impulsdichte, der Energiestrom und die Energiedichte bestimmen. Minkowski gab dem elektromagnetischen Welttensor eine asymmetrische Form mit 16 Komponenten; Abraham jedoch bevorzugte die symmetrische Form mit 10 Komponenten, um den Satz vom Impulse des Energiestromes aufrecht erhalten zu können. Diese Fragen werden in der Schrift besprochen; auch wird angedeutet, wie sie mit der Gravitationstheorie zusammenhängen. Hier gibt der Verfasser die Ansätze von Abraham und Einstein wieder. Er bekennt sich indessen nicht zur „verallgemeinerten Relativitätstheorie", welcher er „Unsicherheit der Grundlagen" und „fast nicht mehr zu übersehende Kompliziertheit der Formeln und der Ableitungen" vorwirft. Interesse bietet übrigens ein im Wortlaut abgedruckter Brief von B. Eötvös, in welchem dieser Forscher sich über den derzeitigen Stand und über die Genauigkeit seiner für die Gravitationstheorie grundlegenden Untersuchungen äußert. M. Abraham.

Festschrift zur Einweihungsfeier der Universität Zürich, 1914. Festgabe der philosophischen Fakultät II (mathematisch-naturwissenschaftliche Richtung). gr. 8. 245 S. mit mehreren Textfiguren und Tafeln. Zürich, Schultheß & Co. 1914. Fr. 4.60

Dieser Band enthält zwei Aufsätze physikalischen Inhalts. Der erste von Prof. Dr. A. Kleiner handelt „Über die Bedeutung leitender Prinzipien im Ausbau der Physik". Nachdem in der Einleitung die Beziehung des wissenschaftlichen Denkens zum vulgären

erörtert worden ist, werden zunächst die Aufgaben der Physik formuliert; wie diese in der Mehrung der Einzelerkenntnisse und in der Ordnung der gewonnenen Erfahrungen bestehen, zerfällt auch die Wissenschaft entsprechend in Experimentalphysik und theoretische Physik. Bei der Besprechung der Experimentalphysik wird hervorgehoben, daß ihr trotz der vielen Anregungen von theoretischer Seite ein selbständiger Lebenstrieb innewohnt. Ausführlich wird dann das Wesen der physikalischen Theorie besprochen; der Verfasser tritt dabei dem bekannten Ausspruche Kirchhoffs bei, daß es Aufgabe nicht nur der Mechanik, sondern der theoretischen Physik überhaupt sei, „in allgemeingültigen Aussagen die Erscheinungen in der uns umgebenden Natur vollständig und einfach zu beschreiben". Darauf werden an der Hand der geschichtlichen Entwicklung die wichtigsten Prinzipien der Naturerforschung besprochen, von dem Streben des 18. Jahrhunderts, alle Vorgänge auf Zentralkräfte zurückzuführen, über die Energetik des 19. Jahrhunderts bis zu den heutigen Anwendungen der Statistik und Wahrscheinlichkeit auf das Naturgeschehen. Den Schluß bildet ein „Ausblick in die Zukunft", in dem der Gewißheit Ausdruck gegeben wird, daß alle neuen Entdeckungen, so fremdartige Erscheinungen sie auch an den Tag bringen mögen, immer nur, wie bisher, eine Fortentwicklung unserer Vorstellungen, niemals einen vollständigen Umsturz bewirken werden.

Der zweite Aufsatz von Prof. Dr. M. v. Laue „Die Interferenzerscheinungen an Röntgenstrahlen, hervorgerufen durch das Raumgitter der Kristalle", enthält eine übersichtliche und klare Darstellung jener wunderbaren Entdeckung des Verfassers. Es werden darin nicht nur seine eigenen Erfolge besprochen, sondern auch die anderer Forscher, besonders die Reflexionsmethode von Bragg; der Zusammenhang der Laueschen Theorie mit der Braggschen Reflexionsformel kommt dabei deutlich zum Vorschein. Der Aufsatz ist mit einigen guten Abbildungen versehen. M. Born.

Berichtigung.

Druckfehlerberichtigung zu „Ein optischer Weg zur Größenbestimmung mikroskopisch nicht mehr meßbarer Einzelpartikel" von Felix Ehrenhaft, diese Zeitschr. **15**, 952, 1914.

Auf S. 954, in der Beschreibung der Fig. 2, soll es statt „Werte aus der Farbe des Selektiv zerstreuter Lichter" richtig heißen, „Werte aus der Farbe des selektiv zerstreuten Lichtes", ferner fehlen auf S. 954, 2. Spalte in der Anmerkung 1 die Zitate: diese Zeitschr. **12**, 94 ff., 261 ff., 1911.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a.o. Professor an der Universität Berlin Geh. Reg.-Rat Dr. Karl Liebermann zum ord. Honorarprofessor der Chemie ebendaselbst, der a.o. Professor für technische und mathematische Versicherungswissenschaft an der Universität Bern Dr. Christian Moser zum ord. Professor ebenda, der Privatdozent an der Technischen Hochschule München Dr. Johann Hofer zum a.o. Professor für Physikalische und Elektrochemie, sowie für Gasanalyse, Dr. Ross A. Gortner zum Associate-Professor an der Universität von Minnesota.

Berufen: Der ord. Professor für reine und angewandte Mathematik an der Universität Basel Dr. Ludwig Bieberbach in gleicher Eigenschaft an die Universität Frankfurt a. M.

Verliehen: Den ord. Professoren an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Leo Grunmach (Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, sowie Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente), Dr. Otto Krigar-Menzel (Mechanik und mathematische Physik) und Dr. Wilhelm Wedding (Elektrotechnik) der Titel Geheimer Regierungsrat.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie an der Universität München Exz. Geh. Rat Dr. Adolf v. Baeyer ist auf sein Ansuchen ab 1. Januar 1915 von der Verpflichtung zur Abhaltung von Vorlesungen enthoben. Er behält aber bis auf weiteres die Direktion des chemischen Laboratoriums bei.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Physik an der Universität Zürich Dr. Alfred Kleiner.

Gestorben: Am 17. Dezember 1914 der Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische und Elektrochemie zu Berlin-Dahlem und frühere a.o. Professor an der Universität Breslau Dr. Otto Sackur, der Dozent für physikalische Metallurgie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Gustav Rümelin, am 28. Dezember 1914 der ord. Honorarprofessor der Chemie an der Universität und etatsmäßige Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Reg.-Rat Dr. Dr.-Ing. Karl Liebermann, im Dezember 1914 der Professor der Mathematik und Physik an der Handelsakademie in Wien Karl Pfarr, der a.o. Professor der Physik an der Universität Gießen und frühere Dozent für Radiumkunde an der Bergakademie Freiberg Dr. Heinrich Willy Schmidt, am 26. November 1914 der a.o. Professor der Chemie an der Universität und Technischen Hochschule Helsingfors Dr. Gustav Otto Mattson.

In ein Konzentrationslager übergeführt: Dr. P. Pringsheim (Berlin) besuchte diesen Sommer die British Association in Australien. Trotzdem bei seiner Ankunft der Krieg bereits ausgebrochen war, konnte er als Gast der australischen Regierung an den Versammlungen teilnehmen. Da er Reserveoffizier ist, wurde ihm die Rückkehr nach Deutschland begreiflicher Weise nicht gestattet, er genoß aber zunächst in Australien einige Bewegungsfreiheit. Vor kurzem wurde er indessen — als Mitglied der British Association und Gast der australischen Regierung — in ein Konzentrationslager übergeführt.

Angebote.

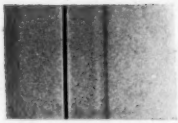
Ingenieur für drahtlose Telegraphie

gesucht zum sofortigen Eintritt. Bewerber werden gebeten, Zeugnisse, Photographie und Militärverhältnis einzusenden.

Signal Ges. m. b. H.

Kiel, Werk Ravensberg am Habsburgerring.

Für die Redaktion verantwortlich i. V. Privatdozent Dr. Max Born in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Radiothor mit wenig Thorium *X*.

Fig. 1.

Thorium *X*.

Fig. 2.